

对光纤布拉格光栅法布里-珀罗腔 纵模间隔问题的研究*

任文华 王燕花 冯素春 谭中伟 刘 艳 简水生

(北京交通大学光波技术研究所, 全光网络与现代通信网教育部重点实验室, 北京 100044)

(2008 年 4 月 29 日收到, 2008 年 8 月 22 日收到修改稿)

对光纤布拉格光栅(FBG)法布里-珀罗(F-P)腔的透射特性进行了深入分析,指出了FBG F-P腔透射谱中纵模位置的影响因素,讨论了与普通F-P腔的联系和区别.应用光栅的有效镜面模型对FBG反射主瓣内反射系数的相位因子进行线性模拟,定义了FBG有效长度的概念并得出其表达式.提出将FBG的有效长度纳入到FBG F-P腔的等效腔长中,用等效腔长来计算FBG F-P腔中的纵模间隔.数值仿真和实验结果都表明,用等效腔长计算所得的纵模间隔与实际的FBG F-P腔中的纵模间隔符合很好,误差极小.

关键词:光纤布拉格光栅,法布里-珀罗腔,纵模间隔,有效镜面模型

PACC: 4281H, 4281, 4280

1. 引 言

光纤激光器具有转换效率高、调谐范围宽、结构紧凑且与光纤系统可兼容等独特优势,在高速率大容量波分复用光纤通信系统、高精度光纤传感技术和大功率激光等方面呈现出广阔的应用前景和巨大的技术优势.近年来受到了电子信息、工业加工和国防科技等领域的高度关注.其中单纵模窄线宽光纤激光器以其窄线宽、低噪声、抗电磁干扰等优点广泛应用于光纤传感、高精度光谱分析及光纤通信等领域,是光纤激光器最重要的研究方向之一.

单纵模窄线宽光纤激光器的实现途径主要有使用法布里-珀罗(F-P)标准具、布拉格光栅、偏振非相干技术、掺杂光纤饱和吸收体等方式,腔形有线形腔、环形腔等结构.其中超短线形腔是得到高功率窄线宽光纤激光器的最好方式之一^[1].与普通F-P标准具相比,光纤布拉格光栅(FBG)F-P腔有更好的窄带选模特性,在窄线宽光纤激光器的实验和产品中被广泛应用.文献[2,3]理论分析了FBG F-P腔的透射特性及纵模特性,给出了关于FBG F-P腔的模式间隔和模式线宽的定性分析.本文在前人工作的基

础上,对FBG F-P腔的纵模特性进行了进一步的分析 and 讨论,得出了FBG F-P腔的纵模间隔的解析表达式,并进行了数值模拟和实验验证.

2. FBG F-P腔的理论分析

2.1. FBG F-P腔的透射特性分析

均匀FBG芯区的折射率调制可以表示为

$$\delta n_{\text{eff}}(z) = \overline{\delta n_{\text{eff}}} \left\{ 1 + \nu \cos \left[\frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi(z) \right] \right\}, \quad (1)$$

式中 $\overline{\delta n_{\text{eff}}}$ 为光致折射率变化的直流成分, $\nu \overline{\delta n_{\text{eff}}}$ 为光致折射率调制的幅度, ν 为折射率调制的条纹对比度, Λ 为折射率调制的周期, $\phi(z)$ 用来描述沿光纤轴向光栅周期的变化情况.对于均匀光栅 $\phi(z)$ 通常为零或常数.长度为 L_g 的均匀FBG的幅度反射系数 r 和透射系数 t 分别为^[4]

$$r = \frac{-\kappa \sin(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} L_g)}{\hat{\sigma} \sin(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} L_g) + i \sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \cos(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} L_g)},$$
$$t = \frac{\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2}}{\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \cos(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} L_g) - i \hat{\sigma} \sin(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} L_g)}. \quad (2)$$

* 国家自然科学基金(批准号:60607001,60707007)资助的课题.

这里,

$$\hat{\sigma} = 2\pi(n_{\text{eff}} + \overline{\delta n_{\text{eff}}}) \left(1/\lambda - 1/\lambda_B \right)$$

为光栅的直流自耦合系数,

$$\kappa = \pi\nu \overline{\delta n_{\text{eff}}}/\lambda$$

为交流耦合系数,其中 n_{eff} 为光纤曝光前的有效折射率,

$$\lambda_B = \lambda(n_{\text{eff}} + \overline{\delta n_{\text{eff}}})$$

为反射布拉格波长.进而可得其反射率和透射率分别为

$$R = |r|^2,$$

$$T = |t|^2 = 1 - R.$$

由两个均匀光纤布拉格光栅 FBG1 和 FBG2 组成的 F-P 腔结构如图 1 所示. FBG1 和 FBG2 的反射系数分别为 $r_1 = |r_1| \exp(i\varphi_1)$, $r_2 = |r_2| \exp(i\varphi_2)$, 透射系数分别为 t_1 和 t_2 , 从而可得 FBG F-P 腔的透射系数为^[5]

$$t_{\text{FP}} = \sum_{m=1}^{\infty} t_1 t_2 (r_1 r_2)^{m-1} \times \exp\left[i(2m-1)\left(\beta + i\frac{\alpha}{2}\right)L \right] \\ = \frac{t_1 t_2 \exp(i\beta L) \exp(-\alpha L/2)}{1 - r_1 r_2 \exp(i2\beta L) \exp(-\alpha L)}. \quad (3)$$

进而可得 FBG F-P 腔的透射率为

$$T_{\text{FBG FP}} = |t_{\text{FP}}|^2 = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2) \exp(-\alpha L)}{1 + R_1 R_2 \exp(-2\alpha L) - 2\sqrt{R_1 R_2} \exp(-\alpha L) \cos(2\beta L + \varphi_1 + \varphi_2)}. \quad (4)$$

这里 R_1 和 R_2 分别为 FBG1 和 FBG2 的反射率, β 为传输常数, α 表示腔内损耗, $\alpha > 0$ 表示腔内存在损耗, $\alpha = 0$ 表示腔内无损耗, $\alpha < 0$ 表示腔内为增益介质^[6].

$$R_{1,2} = |r_{1,2}|^2 = 1 - |t_{1,2}|^2,$$

$$\beta = 2\pi n_{\text{eff}}/\lambda.$$

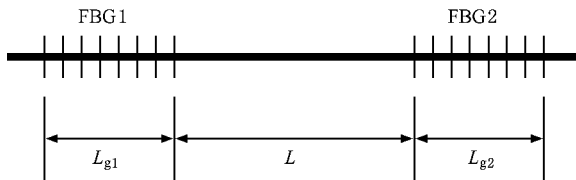


图1 FBG F-P腔结构示意图

2.2. FBG F-P腔的选模特性分析

由(4)式可知,波长满足下列条件的光可在 FBG F-P腔中形成谐振:

$$2\beta L + \varphi_1 + \varphi_2 = 2m\pi \quad (m = 1, 2, \dots). \quad (5)$$

由(5)式可得 FBG F-P腔的相邻谐振波长之间的间隔 $\Delta\lambda$ 满足

$$4\pi n_{\text{eff}} L \frac{|\Delta\lambda|}{\lambda^2} + |\varphi_1(\lambda) - \varphi_1(\lambda + \Delta\lambda)| \\ + |\varphi_2(\lambda) - \varphi_2(\lambda + \Delta\lambda)| = 2\pi. \quad (6)$$

FBG的反射谱特性决定了 FBG F-P腔只能在 FBG的反射带宽内形成谐振,在反射带宽外不能形成明显的谐振峰.此外,由于 φ_1, φ_2 均与波长有关,使 FBG F-P腔中的谐振峰位置和峰的半高宽均不同

于普通的 F-P腔.

对基于 FBG F-P腔的分布布拉格反射光纤激光器,通常认为当光栅 3 dB 带宽内只存在一个谐振峰时就实现了单纵模输出.此外,由于 FBG 反射谱的对称特性,通常希望所设计的 FBG F-P腔在光栅的中心波长 λ_B 处存在谐振,这样只要谱线间隔大于光栅 3 dB 带宽的一半时,就可以认为 FBG F-P腔实现了单模运转^[2].较短的腔长能产生较大的纵模间隔,从而有利于单纵模的输出,但同时也降低了增益区的长度,提高了阈值的抽运功率,导致激光器的吸收效率低和斜率效率低.因此,对 FBG F-P腔的纵模间隔进行进一步的研究不但具有一定的理论价值,而且具有重要的实际意义.

由(2)和(6)式以及上述的单模运转判定条件就可以得到 FBG F-P腔单模运转时的最大腔长,即阈值腔长^[3].普通 F-P腔的谐振峰间隔为 $|\Delta\lambda| = \lambda^2/(2n_{\text{eff}}L)$ (其中 n_{eff} 为腔内有效折射率, L 为腔长),但是由(6)式可以看出,由于 FBG 反射率相位因子的存在,FBG F-P腔内的谐振峰之间的谱线间隔要比等腔长 L 的普通 F-P腔谐振峰间隔要小.换言之,FBG 本身充当了一部分腔长的作用,这在很多文献中都已经有了定性的分析.特别是对于弱反射光栅,文献[7]提出用

$$|\Delta\lambda| = \lambda^2 [2n_{\text{eff}}(L + L_{g1}/2 + L_{g2}/2)] \quad (7)$$

来计算光纤光栅 F-P腔中的模式间隔,取得了很好的效果.但是应用在光纤激光器中作为模式选择器件的 FBG F-P腔,在不影响输出功率的前提下,通常会选用反射率较高(峰值反射率在 80% 以上)的

FBG, 这样一方面可以降低腔内损耗, 从而达到降低抽运功率阈值的目的; 另一方面也可以使输出激光具有更窄的线宽. 此时(7)式不再适用, 需要寻找新的途径来求解 FBG F-P 腔的纵模间隔.

(6)式是关于光纤光栅 F-P 腔的相邻谐振峰之间间隔的最准确表达式, 进一步的分析必须建立在

$$\varphi_r = \begin{cases} \pi + \arctan\left(-\frac{\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \cosh(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} L_g)}{\hat{\sigma} \sinh(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} L_g)}\right) & (\lambda \leq \lambda_B), \\ \arctan\left(-\frac{\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} \cosh(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} L_g)}{\hat{\sigma} \sinh(\sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2} L_g)}\right) & (\lambda > \lambda_B). \end{cases} \quad (8)$$

图 2 给出了光栅反射系数相位因子及反射率随波长的变化曲线 (如图中实线所示), 图中虚线是对相位因子所做的线性近似. 光栅的参数为 $n_{\text{eff}} = 1.447$, $\Lambda = 535.5909 \text{ nm}$, $\nu = 1$, $\overline{\delta n_{\text{eff}}} = 1.4 \times 10^{-4}$, $L_g = 5 \text{ mm}$.

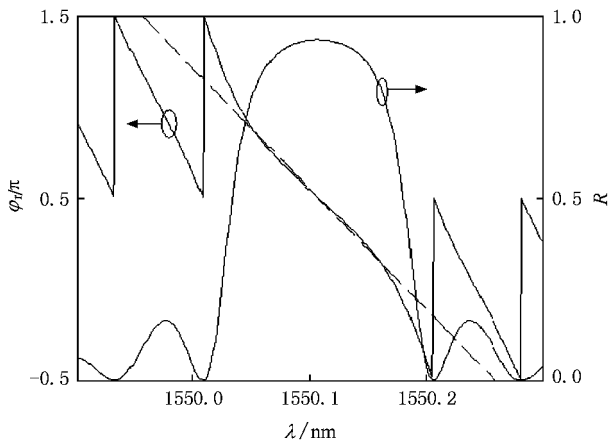


图 2 光栅反射系数相位因子 φ_r 及反射率 R 与波长 λ 的关系

从图 2 可以看出, 相位在反射极大值附近呈相对线性变化. 此时可以用一个分立的镜面反射来很好地近似该反射, 其反射的幅度等于光栅反射的幅度, 与入射平面相距 $L_{\text{eff}}^{[8]}$, 如图 3 所示.

由于反射相位在布拉格波长处为 $\pi/2$, 因此可将反射系数近似表示为

$$r \approx |r| \exp\{i(\alpha\beta - \beta_B)L_{\text{eff}} + \pi/2\}. \quad (9)$$

式中 L_{eff} 定义为光栅的有效长度, 可以近似给出光能量在光栅内的透入深度. 相位曲线显然经过点 $A(\lambda_B, \pi/2)$, 在(2)式中令 $\kappa = \hat{\sigma}$ (光栅势垒区边

该式的基础上, 而对(6)式的分析最关键的是如何处理光纤光栅反射系数的相位因子. 作为进一步分析的基础, 在这里引入光栅的有效镜面模型.

2.2.1. 光纤光栅的有效镜面模型

由(2)式可得均匀光纤光栅反射系数的相位因子为

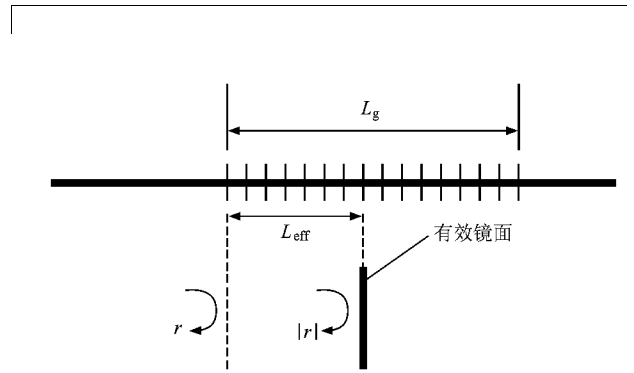


图 3 有效镜面模型示意图

缘), 可得相位曲线也经过另一点 $B(\lambda_2, \pi/2 + \arctan(\kappa_{\text{be}} L_g))$, 其中

$$\lambda_2 = (2n_{\text{eff}} + 2\overline{\delta n_{\text{eff}}} - \nu \overline{\delta n_{\text{eff}}})\Lambda,$$

$$\kappa_{\text{be}} = \pi\nu \overline{\delta n_{\text{eff}}}/\lambda_2.$$

将 B 点坐标代入(9)式中的相位因子, 可得有效长度为

$$L_{\text{eff}} = \frac{\arctan(\kappa_{\text{be}} L_g)}{4\pi n_{\text{eff}}(1/\lambda_2 - 1/\lambda_B)}. \quad (10)$$

FBG 的工作波长通常在 1550 nm 波段, 而反射带宽一般为亚纳米量级 (0.01—1 nm), 因此在光栅的反射谱主瓣内, 交流耦合系数 $\kappa = \pi\nu \overline{\delta n_{\text{eff}}}/\lambda$ 随波长的变化极小, 可以忽略. 在这里计算光栅的有效长度时都取布拉格波长处的交流耦合系数. 此外, 紫外光所引起的折射率调制为 10^{-5} — 10^{-3} 数量级, 相对于 n_{eff} 可以忽略不计. 基于以上两点考虑, 经过合理的近似计算, 可得均匀 FBG 的有效长度为

$$L_{\text{eff}} \approx \frac{1}{2\kappa_B} \arctan(\kappa_B L_g). \quad (11)$$

将(11)式代入(9)式, 即可得到 FBG 的近似反

射系数相位因子,如图 2 中虚线所示.在光栅理论中,通常用无量纲参数 κL_g 来定量分析光栅的净反射率, κL_g 的大小表示着一个光栅的反向耦合能力的强弱.事实上,均匀 FBG 的反射率峰值为^[4]

$$R_{\max} = \tanh^2(\kappa_B L_g).$$

在这里选用 $\kappa_B L_g$ 作为参数来进一步考查(11)式中有效长度 L_{eff} .

图 4 给出了光栅的有效长度及反射率峰值随 $\kappa_B L_g$ 的变化曲线.由图 4 可知,随着 $\kappa_B L_g$ 的增大光栅的反射率峰值逐渐趋近于 1,光栅的有效长度也从 $L_g/2$ 逐渐减小到 $L_g/10$ 以下,但减小速度越来越慢.进一步分析可知,对于弱反射光栅,由于 $\arctan(\kappa_B L_g) \rightarrow \kappa_B L_g$, 所以有 $L_{\text{eff}} \approx L_g/2$, 有效镜面的平面位于光栅的中心,光栅的物理长度对有效长度起着决定性的作用;而对于强反射光栅,由于 $\arctan(\kappa_B L_g) \rightarrow \pi/2$, 所以有 $L_{\text{eff}} \rightarrow \pi/(4\kappa_B) = \lambda_B/(4\nu\overline{\delta n_{\text{eff}}})$ 即强光栅的有效长度几乎不再受光栅长度增加的影响,而只与光栅的折射率调制深度有关.

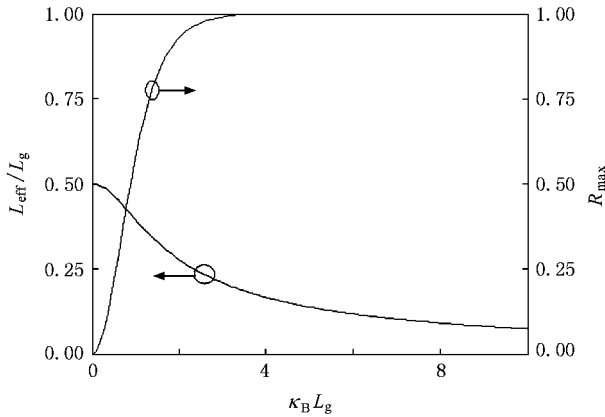


图 4 光栅的有效长度 L_{eff} 及反射率峰值 R_{\max} 随 $\kappa_B L_g$ 的变化

2.2.2. FBG F-P 腔中的纵模位置和间隔

用(9)式中的相位因子来代替 $\varphi_1(\lambda)$ 可得

$$\begin{aligned} & |\varphi_1(\lambda) - \varphi_1(\lambda + \Delta\lambda)| \\ &= 2L_{\text{eff}1} |\beta(\lambda) - \beta(\lambda + \Delta\lambda)| \\ &= 4\pi n_{\text{eff}} L_{\text{eff}1} |\Delta\lambda|/\lambda^2. \end{aligned} \quad (12)$$

同理可得

$$\begin{aligned} & |\varphi_2(\lambda) - \varphi_2(\lambda + \Delta\lambda)| \\ &= 4\pi n_{\text{eff}} L_{\text{eff}2} |\Delta\lambda|/\lambda^2. \end{aligned} \quad (13)$$

由于光栅中的光致折射率变化极小,相对于光纤的有效折射率可以忽略不计,因此在这里有效折射率均取相同数值.将(12)(13)式代入(6)式可得 FBG

F-P 腔中的纵模间隔为

$$\begin{aligned} |\Delta\lambda| &= \frac{\lambda^2}{2n_{\text{eff}}(L + L_{\text{eff}1} + L_{\text{eff}2})} \\ &= \frac{\lambda^2}{2n_{\text{eff}} L_{\text{FP}}}, \end{aligned} \quad (14)$$

式中 $L_{\text{FP}} = L + L_{\text{eff}1} + L_{\text{eff}2}$ 定义为 FBG F-P 腔的等效腔长.对于弱反射光栅, $L_{\text{FP}} \approx L + L_{\text{gl}}/2 + L_{\text{gr}}/2$, 退化为(7)式;对于强反射光栅, $L_{\text{FP}} \approx L + \lambda/(4\nu\overline{\delta n_{\text{eff}}}) + \lambda/(4\nu\overline{\delta n_{\text{eff}}})$;一般的光栅则处于两者之间.

3. 数值模拟

用有效镜面模型来对反射系数在布拉格波长附近的相位因子进行线性近似,得到了 FBG F-P 腔透射谱中谐振峰间隔的近似表达式(14).为了检验(14)式(实际上是检验(11)式)的准确程度,进行了以下的数值模拟(为简化过程,假定组成 F-P 腔的两个光纤光栅完全相同).

选用三种特性参数的 FBG,分别称为光栅 A、光栅 B、光栅 C,表 1 中列出了数值模拟中光栅的参量取值,这三种光栅的折射率调制的条纹对比度 ν 都为 1.

表 1 数值模拟选用光栅的参量

参量	n_{eff}	$\overline{\delta n_{\text{eff}}}/10^{-4}$	光栅长度 L_g/mm	反射率峰值 $R_{\max}/\%$	腔长 L/mm
光栅 A	1.447	0.6	5	29.46	7.751096
光栅 B	1.447	1.4	5	79.09	7.751525
光栅 C	1.447	1.4	10	98.64	7.751525

分别由光栅 A、光栅 B、光栅 C 组成的 FBG F-P 腔的真实透射谱如图 5(a)(b)(c)中实线所示.图 5 中同时给出了用不同方法计算所得的各纵模位置.基于光谱的对称性,图 5 中只给出了短波长处的透射谱.

从图 5 可以看出,在光栅反射谱主瓣范围内存在若干个谐振峰,即 FBG F-P 腔中存在着若干个振荡模式.按照单纯的 F-P 腔腔长 L 计算得到的谐振峰间隔明显大于实际的谐振峰间隔.把光栅物理长度的一半纳入 FBG F-P 腔腔长,即按照(7)式计算得到的谐振峰间隔在光栅反射率较低时与实际的谐振峰间隔基本一致,但当光栅反射率逐渐提高时,计算得到的谐振峰间隔开始明显小于实际的谐振峰间隔.随着光栅反射率的增加,计算误差逐渐增大.按照

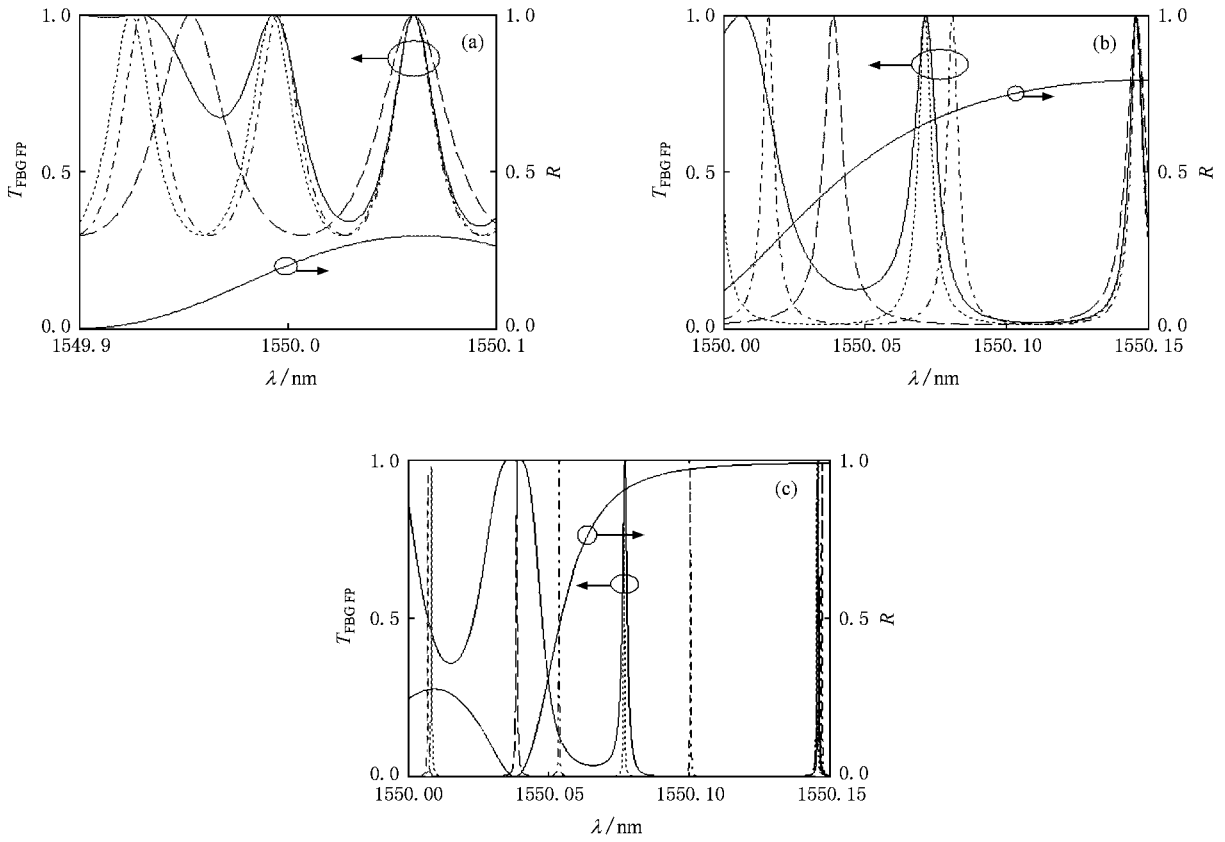


图 5 分别由光栅 A、光栅 B 和光栅 C 组成的 FBG F-P 腔的透射特性。实线表示光纤光栅的反射谱和组成的 FBG F-P 腔的真实透射谱，点线表示用本文提出的等效 F-P 腔腔长计算得出的 FBG F-P 腔中各纵模的位置，短划线表示用单纯的 F-P 腔腔长计算得出的各纵模位置，点划线表示把光栅物理长度的一半纳入 FBG F-P 腔腔长得出的各纵模位置。(a)由光栅 A 组成的 FBG F-P 腔透射特性 (b)由光栅 B 组成的 FBG F-P 腔透射特性 (c)由光栅 C 组成的 FBG F-P 腔透射特性

等效腔长计算得到的谐振峰间隔始终与实际的谐振峰间隔一致，误差极小。

4. 实验验证

实验中采用波长为 248 nm 紫外光的 KrF 准分子激光器在氢载 Corning 光纤上制作对称均匀的 FBG F-P 腔，光纤的有效折射率为 1.4462，光栅的写入位置和长度可以由程序控制移动平台实现，移动平台的精度可达 0.1 μm。使用日本 ANDO 公司生产的 AQ6317C 型光谱分析仪(最小分辨率为 0.01 nm)在光栅的制作过程中进行实时监测。

实验过程中，先制作了一个长度为 11 mm 的均匀光纤光栅，中心波长为 1544.622 nm，平均有效折射率调制度为 8.528×10^{-5} ，3 dB 带宽为 0.131 nm，透射谱深度为 10.81 dB，如图 6 所示。

图 6 中只有光栅短波长处存在旁瓣，而理论上均匀的 FBG 应该具有关于布拉格波长对称的反射

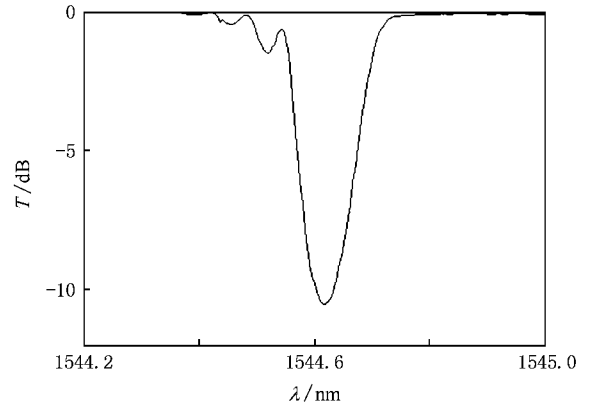


图 6 实验测得单根光纤光栅的透射谱

谱。这是由于制作光栅的激光器产生的脉冲为高斯型脉冲，在光栅两端产生了一定的高斯切趾，进而产生的在光栅两端对称的“自啁啾”效应又形成了强烈的 F-P 效应，从而导致了光栅反射谱在短波长端出现较大旁瓣^[9]。把制作的光栅参数代入(11)式可得

光栅的有效长度为 3.1364 mm,现在要使谐振峰间隔是光栅 3 dB 带宽的一半(此处为 0.065 nm),把相关参数代入(14)式计算可得,光纤光栅 F-P 腔的等效腔长应为 12.6904 mm,进而可知 F-P 腔的腔长 L 应为 6.4175 mm.因此,将移动平台移动 6.4175 mm 之后再制作另一根同样参数的光纤光栅,最终得到的光纤光栅 F-P 腔的透射谱如图 7 所示.

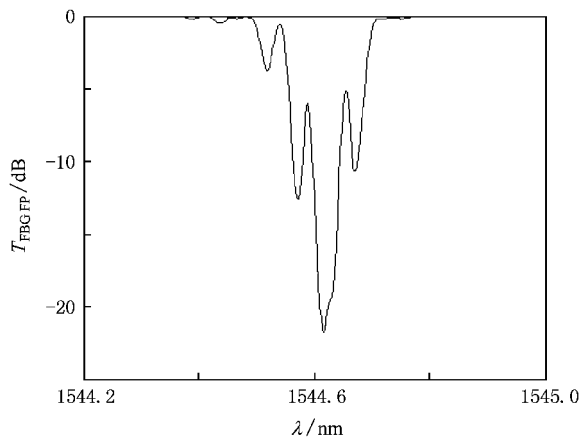


图 7 实验测得光纤光栅 F-P 腔的透射谱

从图 7 可以看出,透射谱主瓣内的谐振峰波长分别为 1544.588 和 1544.656 nm,即制作的 FBG F-P 腔的纵模间隔为 0.068 nm.由于光谱仪精度(0.01 nm)所限,且考虑到各种随机误差,可以认为实验结果与理论计算结果(0.065 nm)基本一致,达到了制作的 FBG F-P 腔的模式间隔恰好是光纤光栅 3 dB 带宽一半的目标.

实际上,人们总是希望在反射布拉格波长处存在谐振,而在本实验中设计腔长时并未考虑该因素.这一方面是为了简化计算,另一方面也是受移动平台精度的限制(最小移动距离为 0.1 μm ,光栅周期为 0.535 μm)无法做到精确地使腔长恰好为光栅布拉格波长的半整数倍.我们可以通过简单地对 F-P 腔后曝光的方法增加其有效折射率从而增加其有效腔长,使透射窗口恰好位于光栅布拉格波长处.这样处理的实际效果也更好,经过后曝光处理的光纤光

栅 F-P 腔透射谱如图 8 所示.从图 8 可以看出,主透射峰位于光栅的布拉格波长处,且透射峰间隔不变.

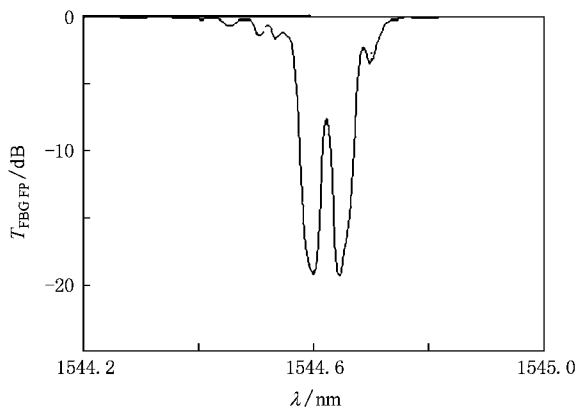


图 8 后曝光得到的光纤光栅 F-P 腔的透射谱

5. 结 论

本文分析了 FBG F-P 腔的透射特性,指出了 FBG F-P 腔透射谱中各纵模位置、纵模线宽的影响因素,着重分析了 FBG F-P 腔的纵模间隔问题.由于 FBG 反射系数中相位因子的存在,FBG F-P 腔与普通 F-P 腔中的纵模间隔差别很大.应用光栅的有效镜面模型来分析 FBG 的反射特性,对 FBG 反射主瓣内的反射系数的相位因子进行线性模拟,定义了 FBG 有效长度并得出其表达式.提出将 FBG 的有效长度计入 FBG F-P 腔的等效腔长中,将等效腔长的概念用来计算 FBG F-P 腔的纵模间隔.数值仿真结果表明,用等效腔长计算得到的纵模间隔与实际的光栅 F-P 腔纵模间隔基本一致,误差极小,且适用于各种反射率情况.最后根据等效腔长的理论设计并制作了一个对称 FBG F-P 腔,得到的 FBG F-P 腔的透射特性与理论计算结果符合很好,同时也从实验上验证了等效腔长理论的正确性.这为 FBG F-P 腔的设计和制作提供了一定的理论依据和实验指导.

[1] Wu B 2007 Ph. D. Dissertation (Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China) (in Chinese) [伍波 2007 博士学位论文(成都:电子科技大学)]

[2] Lü C G, Cui Y P, Wang Z Y, Yun B F 2004 Acta Phys. Sin. 53 145 (in Chinese) [吕昌贵、崔一平、王著元、恽斌峰 2004 物理学报 53 145]

- [3] Guan B O , Yu Y L , Ge C F , Dong X Y 2000 *Acta Opt. Sin.* **20** 34 (in Chinese) [关柏鸥、余有龙、葛春风、董孝义 2000 光学学报 **20** 34]
- [4] Erdogan T 1997 *J. Lightwave Tech.* **15** 1277
- [5] Kokubun Y 2002 *Lightwave Engineering* (Beijing : Science Press) pp93—94 (in Chinese) [国分泰雄 2002 光波工程(中译本) 北京 科学出版社] 第 93—94 页]
- [6] Suhara T 2002 *Basis of Semiconductor Laser* (Beijing : Science Press) in Chinese) pp120—122 [栖原敏明 2002 半导体激光器基础(中译本) 北京 科学出版社] 第 120—122 页]
- [7] Miridonov S V , Shlyagin M G , Tentori D 2001 *Opt. Commun.* **191** 253
- [8] Coldren L A , Corzine S W 2006 *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (Beijing : Beijing University of Posts and Telecommunications Press) pp64—65 (in Chinese) [科尔德伦 L A , 科尔津 S W 2006 二极管激光器与集成光路(中译本) 北京 北京邮电大学出版社] 第 64—65 页]
- [9] Liu Y , Zheng K , Tan Z W , Li B , Chen Y , Ning T G , Jian S S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5859 (in Chinese) [刘 艳、郑 凯、谭中伟、李 彬、陈 勇、宁提纲、简水生 2006 物理学报 **55** 5859]

A study on the interval between longitudinal modes of Fabry-Perot cavity composed of fiber Bragg gratings *

Ren Wen-Hua Wang Yan-Hua Feng Su-Chun Tan Zhong-Wei Liu Yan Jian Shui-Sheng

(Key Laboratory of All Optical Network and Advanced Telecommunication Network of Ministry of Education ,
Institute of Lightwave Technology , Beijing Jiaotong University , Beijing 100044 , China)

(Received 29 April 2008 ; revised manuscript received 22 August 2008)

Abstract

The characteristics of transmission spectrum of the Fabry-Perot (F-P) cavity composed of two fiber Bragg gratings (FBG) are analyzed detailedly in this paper. The influencing factors of the position of the longitudinal mode are pointed out. The relationship and difference between the FBG F-P cavity and normal F-P cavity are discussed. The phase factor of the amplitude reflection coefficient in the range of the FBG main lobe is simulated linearly using the effective mirror surface model. The effective length of the FBG is defined and the expression of the effective length is obtained. Furthermore , the effective length of the FBG is brought into the equivalent cavity length of the FBG F-P cavity. The interval between longitudinal modes of the FBG F-P cavity is calculated using the equivalent cavity length. Both the numerical simulation and experimental results show that the interval calculated using the equivalent cavity length accords well with the true interval between longitudinal modes of the FBG F-P cavity.

Keywords : fiber Bragg grating , Fabry-Perot cavity , interval between the longitudinal modes , effective mirror surface model

PACC : 4281H , 4281 , 4280